CHAPITRE 4

Deuxieme Principe - Entropie

1 Nécessité d'un deuxième principe

Le **premier principe** qui stipule la conservation de l'énergie permet de faire le **bilan d'énergie** des systèmes, sans imposer de conditions sur les types d'échanges possibles. Mais, ce bilan énergétique **ne permet pas de prévoir le sens d'évolution** des systèmes.

exple.: sens des réactions chimiques ou des transformations naturelles , ou le transfert spontané de la chaleur du chaud vers le froid

Le premier principe par son bilan **n'exclut pas** le transfert de la chaleur du froid vers le chaud (ce qui est impossible) et il n'explique pas l'irréversibilité de certaines transformations spontanées ou naturelles.

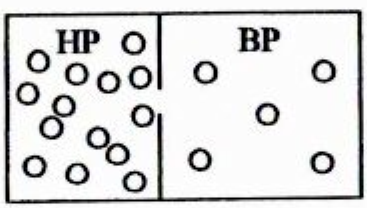
Il faut donc introduire **un deuxième principe** dit aussi **principe d'évolution**, déduit des faits expérimentaux, qui permettra de prévoir l'évolution des systèmes. Le deuxième principe introduit une nouvelle fonction d'état dite **entropie S** qui décrit le comportement des systèmes par la **maximalisation** de leur entropie:

- l'entropie S d'un système **croît** si le système tend vers son équilibre :d'où $\Delta S > 0$
- l'entropie S **est maximun** si le système est à l'équilibre

2 Transformations Irréversibles

Certaines transformations naturelles sont irréversibles: elles n'évoluent que dans un seul sens.

-ex.1: la détente d'un gaz, caractérisée par:



- l'écoulement brusque du gaz d'une HP ⇒ BP
- la détente est spontanée et irréversible

Fig. 6.1: Détente irréversible d'un gaz

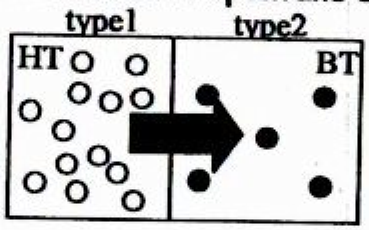
On remarque que:

- l'état initial 1 (les deux gaz séparés par un cloison) est relativement **ordonné**, car presque toutes les molécules sont concentrées du côté HP: cet état est hautement instable

- danş l'état final 2, en perçant un trou dans la cloison, un grand nombre de molécules passent du côté BP jusqu'à l'état d'équilibre caractérisé par une répartition homogène des molécules des deux côtés

Cet état final 2 est plus **désordonné** (mélange homogène) et surtout cet état est **stable**.

-ex.2: le **transfert spontané de la chaleur**, caractérisé par:



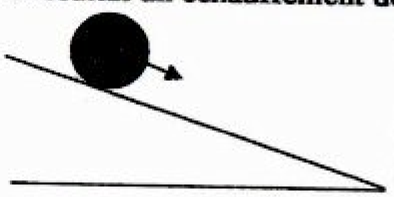
- l'écoulement de la chaleur des HT $\Rightarrow$ BT
- ce transfert est spontané et irréversible

Fig. 6.2: Transfert de chaleur

- dans l'état initial 1(cloison en place), les molécules les plus agitées (type1) sont situées du côté gauche et les molécules moins agitées (type2) du côté droit: ceci correspond à un certain ordre où les molécules type(1) sont séparées des molécules type(2): c'est un état hors-équilibre
- dans l'état final 2 (cloison enlevée), les molécules plus chaudes (type1) diffusent vers la gauche et communiquent par chocs une partie de leur énergie aux molécules plus froides (type2), pour atteindre finalement un état d'équilibre où les deux régions sont à la même température

Dans cet état final d'équilibre, les molécules ont en moyenne même énergie cinétique et le système est caractérisé par un **plus grand désordre**.

-ex3: une **roue de voiture** en mouvement est freiné progressivement jusqu'à son arrêt, avec comme résultat un échauffement des freins et de la jante



- jamais, on ne voit cette roue se mettre seule en mouvement en absorbant la chaleur dégagée par le freinage et remonter la pente

Fig. 6.3: Freinage d'une roue

* Ces **processus naturels sont irréversibles** et respectent le premier principe (énergie conservée), comme d'ailleurs les processus inverses qui sont impossibles. Le premier principe n'exclut donc pas ces transformations inverses : mais, il n'explique pas leur sens privilégié et leur donc leur irréversibilité.

On a vu dans les deux exemples précédents que les **systèmes évoluent** vers **un plus grand désordre** pour atteindre un état final stable ou état d'équilibre :

=> les **transformations irréversibles** sont **spontanées et elles satisfont à la règle d'augmentation de l'entropie** des systèmes, qui prend sa valeur maximale à l'équilibre.

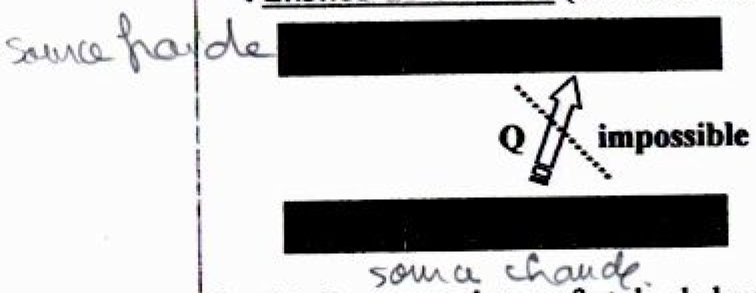
* Le **premier principe** considère toutes les transformations comme également possibles: il ne tient pas compte du caractère irréversible d'une transformation et ne se prononce pas sur **la notion d'irréversibilité** des transformations spontanées. Il **exclut** le **mouvement perpétuel de premier espèce** c.à.d qu'on ne peut indéfiniment fournir de l'énergie sous une certaine forme sans en consommer ailleurs sous une autre forme.

* Le **deuxième principe** va définir le **sens privilégié** suivant lequel les transformations peuvent se dérouler et préciser les conditions d'équilibre du système. C'est un postulat basé sur des observations expérimentales.

3 Postulats d'irréversibilité

La thermodynamique classique ne cherche pas à expliquer le sens privilégié des transformations naturelles ou spontanées, mais **elle postule** simplement **l'irréversibilité** de ces transformations observées expérimentalement.

◆**Enoncé de Clausius** (déduit de l'exemple 1)

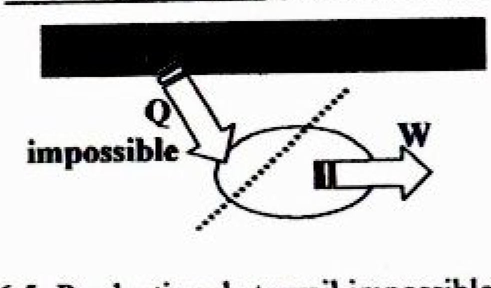


Une quantité de chaleur ne peut jamais être transférée spontanément d'une source froide(BT) vers une source chaude (HT)

Fig. 6.4: Processus de transfert de chaleur impossible

* **Si l'interdiction de Clausius** n'existait pas, on pourrait alors extraire p.ex sans dépense d'énergie l'énergie calorifique des océans, des fleuves ou de l'air pour faire bouillir de l'eau et ainsi faire fonctionner gratuitement des turbines à vapeur pour disposer d'énergie mécanique et électrique gratuite !!!

◆**Enoncé de Kelvin** (déduit de l'exemple 3)



Il est impossible de prélever une quantité de chaleur Q d'une source d'énergie et de la transformer intégralement en travail

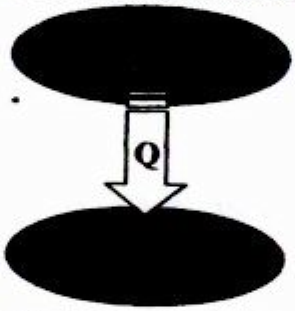
Fig.6.5: Production de travail impossible

* **Sans cette impossibilité**, on pourrait construire un moteur qui pomperait de la chaleur d'une source (océan) et de la transformer complètement en travail pour faire avancer un navire !!!

4 Enoncé mathématique du deuxième principe

Compte tenu des deux postulats de Clausius et de Kelvin, **imaginons un cycle** de transformations au cours duquel :

- une machine **prélève de la chaleur Q** à source à la température $T_2 < T_1$ **et la cède intégralement** à une source à la température T_1
- comme $T_2 < T_1$, ce transfert de chaleur est **impossible** d'après l'énoncé de Clausius et ce cycle est donc **irréalisable** dans la pratique



- le bilan d'énergie de cette machine s'écrit:
- $\Sigma\, dQ/T = Q/T_2 - Q/T_1 > 0$ car $T_1 > T_2$

(le syst reçoit Q de la source T2 et la restitue à T1)

Fig. 6.6 : Cycle imaginaire d'une machine fictive

Etant donné que le **processus précédent est impossible** (selon Clausius), on en déduit que pour un **cycle réel** d'une machine, il faut donc que :

$$\Sigma\, dQ/T \leq 0 \quad 6.1)$$

inégalité de Clausius

- **le signe égal (=) valant pour un cycle réversible**
- **l'inégalité (<) valant pour un cycle irréversible**

La relation 6.1) est **l'énoncé mathématique du deuxième principe** déduit des postulats d'irréversibilité.

Enoncé du deuxième principe

A tous système thermodynamique est associé une fonction d'état notée S, appelée entropie. L'entropie d'un système isolé évoluant d'une manière irréversible, croit jusqu'à l'établissement d'un état d'équilibre. Si cette évolution est réversible, l'entropie reste constante.

En réalité un tel système est toujours le siège d'évolutions irréversible qui créent de l'entropie :

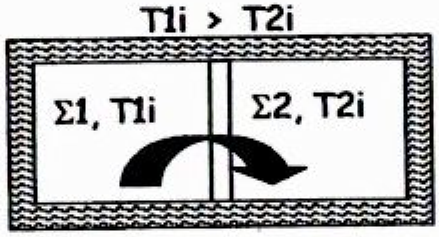
$$\Delta S_{sys\ iso} = S_{crée} > 0$$

Cette création d'entropie traduit le sens d'évolution temporelle du système.

L 'entropie est une fonction d'état sa variation est indépendante du chemin suivi lors d'une évolution, c'est une grandeur extensive : $\Delta S_{sys} = S_f - S_i$

5 La fonction entropie

1 Température thermodynamique



Σ1etΣ2 syst fermés, en contacte thermique, l'ensemble est thermiquement isolé

Pour une transformation élémentaire appliquons les deux principes (système isolé, transformation est irréversible).

$dU=0$ (1) $dU1+dU2=0$ **$dU2=-dU1$**

$dS=\delta S_{crée} >0$ (2) $dS1+dS2>0$ **$dS2>-dS1$**

supposons que dU2>0 càd la chaleur s'est écoulée de Σ1 à Σ2 , les relations 1 et 2 conduisent :

(3) **$dU1/dS1 > dU2/dS2$**

la relation (3) issue des deux principes constitue le critère d'évolution de l'ensemble Σ1 + Σ2 , expérimentalement nous savons que l'échange se fera de manière irréversible de Σ1 vers Σ2, car T1i > T2i .

Soit T1 et T2 les températures des deux système à l'instant t de la transformation alors : **T1 > T2 (4)**
Les relations (3) et (4) sont équivalentes pour décrire l'évolution du système. **dU/dS** à donc les propriétés d'une température. donc on définie la température thermodynamique par l'expression :

$$1/T_{therm} = (dS/dU)_V \text{ et } T_{therm}=T_{abs}=T$$ unité de S $J.K^{-1}$

2 Pression thermodynamique

la différentielle de S(U,V) U,V indépendante.

$$dS=\partial S/\partial U]_V.dU + \partial S/\partial V]_U.dV$$

le premier terme de dS s'identifie à la température, le second s'exprime en PaK^{-1} , nous posons par définition de la pression thermodynamique :

$$P_{therm}/T = (dS/dV)_U \quad \text{et} \quad P_{therm}=P$$

3 Identité thermodynamique

dans un système fermé d'équation f(P,V,T)=0, les résultats peuvent être groupés dans l'expression suivante appelée **identité thermodynamique** .

l'identité thermodynamique liant les différentielles de l'énergie interneU et de l'entropie S pour un système fermé régie par une équation d'état f(P.T.V)=0, a pour expression :

$$dS=dU/T + (P/T).dV \text{ ou } dU=TdS-PdV$$

Rq : la différentielle de H s'écrit aussi : $dH=TdS+VdP$

Transformations infinitésimale réversibles(1er façon)

Un système fermé d'équation d'état $f(P,V,T)=0$, reçoit au cours d'une T.I.R de l'énergie thermique δQ et du travail δW. l'identité thermodynamique s'écrit : $dU= T.dS-PdV$

Le 1er principe s'écrit $dU= \delta Q + \delta W$ avec $\delta W_{rév}= -PdV$ pour une évolution réversible, ce qui donne l'expression de la variation d'entropie lors d'une T.I.R $dS=\delta Q_{rév}/T$

Pour un système fermé décrit par l'équation d'état $f(T.P.V)=0$ la variation de l'entropie au cours d'une transformation infinitésimale réversible $dS=\delta Q_{rév}/T$

Fonction caractéristique

La fonction S(u,v) possède une propriété très importante que nous admettrons.

La connaissance de l'expression de S(u,v) suffit de décrire complètement le système fermé étudier

Entropie d'un gaz parfait

Expression différentielle de l'entropie –variation d'entropie

Appliquons l'identité thermodynamique à une masse de n mole de gaz parfait, nous obtenons l'expression de dS pour les trois couples de variables (T,V), (T,P) et (P,V).

Pour un gaz parfait on a $dU=nC_v.dT$ avec $C_v = R/(\gamma-1)$.

Expression différentielle pour un gaz parfait :

$dS=nR.[1/(\gamma-1).\ dT/T + dV/V\ ]$ (1) γ est supposé cte

$dS=nR.[\ \gamma/(\gamma-1).\ dT/T - dP/P\ ]$ (2) pour un gaz parfait

$dS=nR/(\gamma-1).[\ dP/P + \gamma dV/V\ ]$ (3)

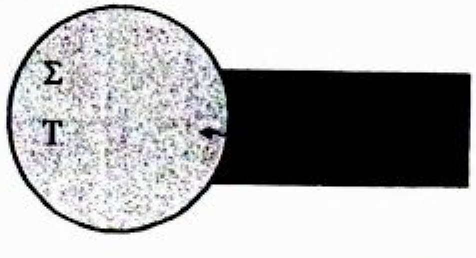
Loi de Laplace : pour une transformation isentropique (adiabatique réversible) ($dS=0$)

on a : (3)$\Rightarrow dP/P + \gamma dV/V =0 \Rightarrow dLn(PV^\gamma)=0 \Rightarrow PV^\gamma=cte$

Un gaz parfait, au cours d'une transformation isentropique suit la loi de Laplace :

$P_1V_1^\gamma= P_2V_2^\gamma$ $T_1V_1^{\gamma-1}= T_2V_2^{\gamma-1}$ $T_1^\gamma P_1^{1-\gamma}= T_2^\gamma P_2^{1-\gamma}$

Bilan entropique du système



D'après le second principe :

$T<T_0$ alors $\delta Q >0$ soit $1/T_0 < 1/T \Rightarrow \delta Q/T_0 < \delta Q/T$

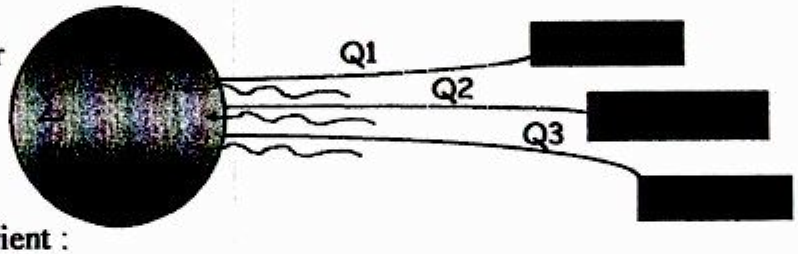
$T > T0$ alors $\delta Q < 0$ soit $1/T0 > 1/T \Rightarrow \delta Q/T0 < \delta Q/T$

On peut affirmer alors que dans tous les cas :

$dS = \delta Se + \delta Si > \delta Q/T > \delta Q/T0$

par intégration on a : $\Delta S > Q/T0$

Enfin si le système échange de la chaleur avec plusieurs sources on écrira alors :



$$\Delta S > \sum Qi/Ti$$

Si on utilise ce résultat pour un cycle il vient :

$$\sum Qi/Ti < 0$$ " Inégalité de clausius "

Enfin si on dispose d'une infinité de sources des températures étagées de T_1 à T_2 ou obtiendra :

$$\Delta S \geq \int_{T1\,T2} \delta Q/T$$

$$\int_{T1\,T2} \delta Q/T \leq 0 \quad \text{pour un cycle}$$

l'égalité étant satisfaite que pour des transformations réversibles .

Transformations réversibles(2éme façon)

L'équation 6.1) va nous permettre de **définir une nouvelle fonction d'état** du système, appelée entropie S. Considérons un cycle thermodynamique formé de deux transformations réversibles: la somme de l'expression 6.1) peut alors être remplacée par une intégrale.

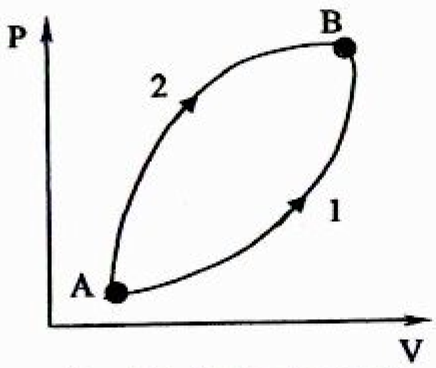


Fig. 6.6: Cycle réversible

$$\oint dQ/T = 0$$

$$\int_{AB} dQ(1)/T + \int_{BA} dQ(2)/T = 0$$

finalement, on a

$$\int_{AB} dQ(1)/T = \int_{AB} dQ(2)/T \qquad 6.3)$$

De la relation 6.3, on déduit que l'intégrale pour une **transformation réversible** $\int_{AB} dQ_{rev}/T$:

- ne dépend que des états initial et final
- c.à.d qu'elle ne dépend pas du chemin suivi

Cette intégrale peut donc être considérée comme résultant de la **variation d'une grandeur S**, appelée entropie, définie par :

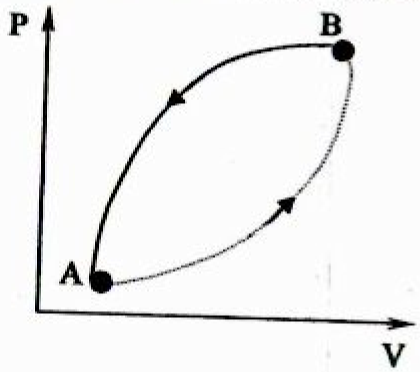
$$\Delta S = S_B - S_A = \int_{AB} dS = \int_{AB} dQ_{rev}/T \qquad 6.4)$$

et par conséquent $dS = dQ_{rev}/T$ 6.5)

où dS est une **différentielle exacte** et donc l'entropie S est une **fonction d'état**

Transformations irréversibles

Considérons le **cycle irréversible** formée d'une transformation réversible AB et d'une transformation irréversible BA. D'après la relation 6.1) on a alors:



$$\Sigma\, dQ/T < 0$$

soit, $\Sigma_{AB}\, dQ/T - \int_{AB} dQ_{rev}/T < 0$

finalement, pour une transformation **irréversible**, on a:

$$\Sigma_{AB}\, dQ/T < S_B - S_A \qquad 6.6)$$

c.à.d, $\Delta S > \Sigma_{AB}\, dQ/T$ ou $dS > dQ_{irr}/T$ 6.7)

pour une transformation **irréversible** élémentaire, on a donc:

$$dS = dQ_{irr}/T + \sigma \qquad 6.8)$$

où σ est une **source d'entropie** caractérisant l'irréversibilité de la transformation: il y a création d'entropie.

Cas général: deuxième principe

La relation $dS = dQ_{irr}/T + \sigma$

est **l'énoncé le plus général** du deuxième principe, avec $\sigma = 0$ pour une transformation réversible et $\sigma \neq 0$ pour une transformation irréversible.

" La variation d'entropie d'un système thermodynamique ne peut être que positive ou nulle "

Remarque:

La différentielle dS est une différentielle totale exacte, alors que dQ n'est pas une différentielle exacte: le facteur 1/T appliqué à la forme différentielle dQ la transforme donc en différentielle totale exacte. On dit que 1/T est un facteur intégrant de la forme différentielle dQ.

Cas particuliers

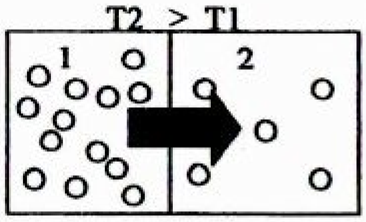
a) Système isolé: dans un système isolé (adiabate et fermé) on a $dQ = 0$ et donc $dS = 0$.

" L'entropie d'un système isolé ne peut donc qu'augmenter ou rester constante "

b) <u>Transfert spontané de chaleur</u>

Soit un système isolé séparé en deux compartiments (à température différente $T_2 > T_1$) par une cloison isolante (adiabatique). Si on enlève la cloison, dans quel sens va s'écouler la chaleur?

Supposons qu'une quantité de chaleur dQ passe du compartiment 1 vers le compartiment 2 et déterminons le signe de dQ:



on a, $dS_1 = dQ/T_1$ et $dS_2=dQ/T_2$

Fig. 6.7: Transfert de chaleur dans un système isolé

et la variation totale d'entropie du système isolé est donc: $dS = dQ/(1/T_1 - 1/T_2)$

or, pour un sytème isolé $dS > 0$ et comme $T_2 > T_1$, il en résulte que $dQ > 0$: c.à.d que le compartiment 2 reçoit bien de la chaleur.

Le deuxième principe explique donc le sens privilégié et irréversible de l'écoulement de la chaleur des hautes températures vers les basses températures.

Ce processus irréversible de transfert de chaleur se poursuivra jusqu'à l'égalité des températures dans les deux compartiments: alors, l'entropie du système isolé sera maximale et on aura atteint un état d'équilibre.

6 Interprétation statistique du deuxième principe

Le **deuxième principe** est étroitement lié à la notion de **désordre**. Ceci est bien illustré par l'exemple précédent du transfert de chaleur entre deux compartiments à température différente : où l'augmentation d'entropie du système isolé pour atteindre son état final d'équilibre correspond bien à la tendance naturelle de système à augmenter son désordre. En effet, dans l'état final les molécules du gaz sont bien mélangées et réparties de façon homogène et aléatoire dans toute l'enceinte: on a alors atteint un désordre maximum.

Or dans ce gaz, l'état macroscopique du gaz résulte d'un grand nombre d'états microscopiques caractérisés par des positions et vitesses individuelles des molécules différentes. Le but de la thermodynamique statistique est d'exprimer **l'état microscopique** au moyen des états microscopiques à partir des lois de la statistique:

- la probabilité thermodynamique W d'un état macroscopique est le nombre des états microscopiques possibles du système déduit à partir de l'analyse combinatoire

- un système aura toujours tendance à évoluer dans le sens de la plus grande probabilité thermodynamique W
- il existe une corrélation entre la probabilité W et l'entropie exprimée par $S = k\ln W$

Comme la probabilité thermodynamique W est l'expression du désordre moléculaire, on peut donc dire que l'entropie S est **une mesure du désordre moléculaire**.

Une transformation **irréversible** correspond alors au passage d'un état macroscopique à un autre état macroscopique dont la probabilité W est plus grande.

Une transformation **réversible** correspond par contre au passage à un état macroscopique dont la probabilité thermodynamique W est égale.

7 Conséquences du deuxième principe

L'**énoncé général du deuxième principe** contient implicitement tous les énoncés classiques basés sur les cycles **monothermes** (énoncés de Clausius et Kelvin précédents) ou basée sur les cycles **dithermes** (cycle de Carnot). Un cycle monotherme ne fait intervenir des échanges d'énergie (Q,W) qu'avec une seule source de chaleur.

Puisqu'il **est impossible** d'après ce deuxième principe de prélever de la chaleur d'une seule source de chaleur et de la transformer intégralement en travail, une machine thermodynamique doit donc **nécessairement fonctionner** entre au moins **deux sources de chaleur** :

- la transformation de chaleur en travail ($Q \rightarrow W$) à partir d'une **source chaude** n'est donc possible qu'à la condition **de rejeter** une partie de la chaleur à une autre **source froide** (cycle ditherme).

- cette chaleur rejetée est donc perdue et influera sur les performances de la machine thermique: d'où la notion de rendement thermique. A partir de ce schéma à deux sources (une source chaude ou froide), on définit **deux types de machines thermiques**: les machines **thermo-dynamiques** TD et les machines **dynamo-thermiques** DT, dont le principe de fonctionnement est illustré sur les Fig. 6.8 et 6.9.

Machines thermo-dynamiques

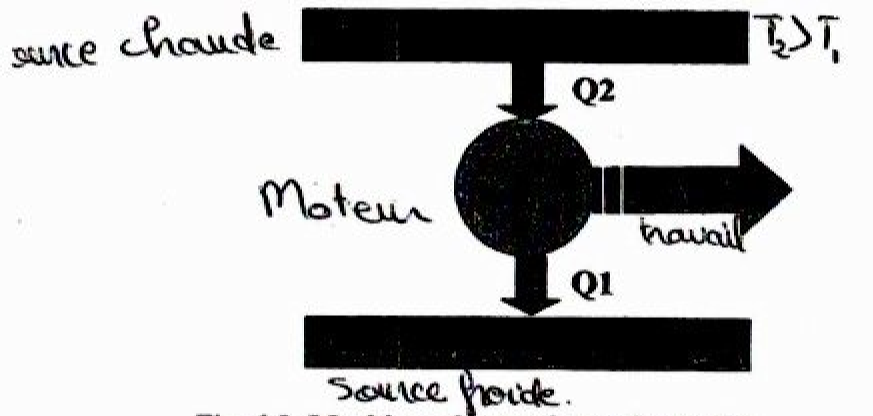


Fig. 6.8: **Machines thermodynamiques TD**

1[er] principe : $Q_2 = W + Q_1$

2[e] principe : notion de rendement

η=Wfourni/Qprélevée =(Q2-Q1)/Q2=1-Q1/Q2<1

transformant de la chaleur en travail ($Q \rightarrow W$)

Machines dynamo- thermiques

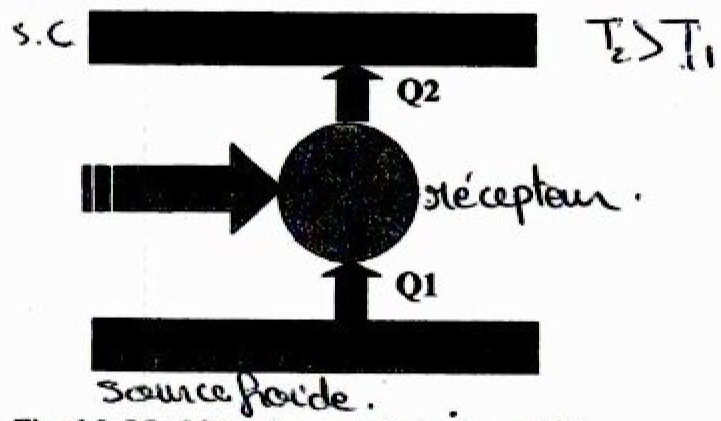


Fig. 6.9: **Machines dynamo-thermiques DT**

1[er] principe: $Q_2 = W + Q_1$

2[e] principe: notion de coefficient de performance η=Q1/W=Q1/(Q2-Q1)>1

transformant du travail en chaleur ($W \rightarrow Q$)

Les **machines thermodynamiques** sont des machines thermiques produisant du travail (machines motrices), c'est le cas :

- des machines à vapeur (locomotives à vapeur, bateaux à vapeur...)
- des moteurs à combustion à essence ou diesel
- des centrales thermiques ou nucléaires (production d'électricité)

Les **machines dynamo-thermiques** sont par contre des machines de transfert de chaleur, exemple :

- les machines frigorifiques ou les pompes à chaleur
- les liquéfacteurs de gaz

Cycle de Carnot

Un cycle de Carnot est un cycle ditherme moteur **réversible** (Fig.6.10):

- évoluant entre deux sources de température T_2 et T_1 (avec $T_2 > T_1$)
- formé de deux transformations **isothermes** (AB et CD) et de deux transformations **isentropes** (BC et DA)

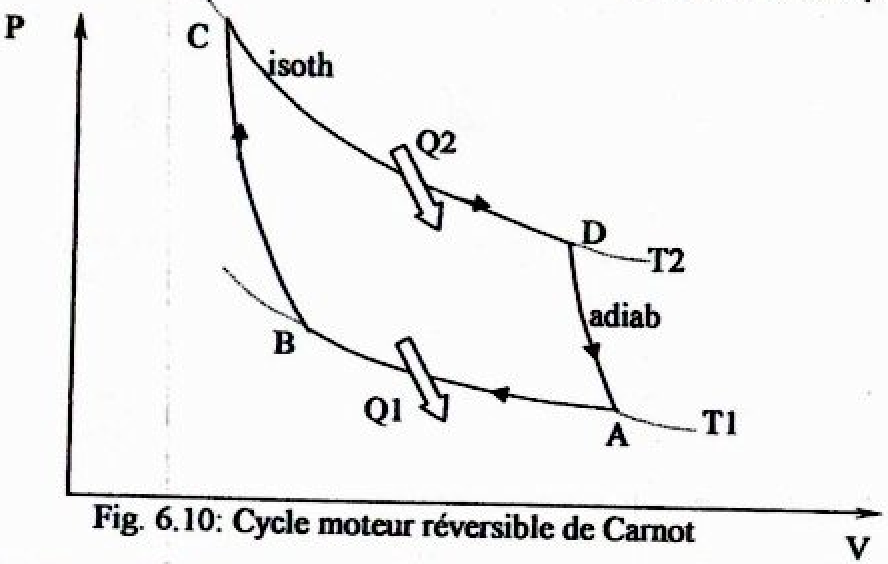


Fig. 6.10: Cycle moteur réversible de Carnot

On réalise un tel moteur en enfermant une certaine masse m de gaz dans un cylindre fermé par un piston coulissant sans frottement. Au cours de ce cycle ABCDA, le gaz revient à son état intial après avoir :

- reçu une quantité de chaleur Q_2 à la température T_2
- fourni une quantité de chaleur Q_1 à la température T_1
- fourni un certain travail W

L'énergie interne ne changeant pas au cours d'un cycle $\Delta U = U_A - U_A = 0$, on a d'après le premier principe:

$$\Delta U = Q_2 + Q_1 + W = 0 \text{ avec } |W| = Q_2 - |Q_1| \qquad 6.9)$$

Le rendement r du cycle de Carnot est alors défini par :

$$r = |W| / Q_2 = (Q_2 - |Q_1|)/Q_2 = 1 - |Q_1|/Q_2 \qquad 6.10)$$

* On démontre que le cycle de Carnot est le cycle qui a le **rendement maximun**, aucun autre cycle d'une machine thermodynamique ne peut avoir un rendement plus grand.

Le cycle de Carnot est un cycle **idéal** et c'est pour cette raison que tous les autres cycles réels sont **comparés au cycle de Carnot** qui sert ainsi de référence.

On définit ainsi **l'efficacité ε** d'un cycle quelconque comme le rapport du rendement de ce cycle au rendement de Carnot :

efficacité d'un cycle: $\varepsilon = r/r_c$ (avec $0 < \varepsilon < 1$) $r_c > r$

Température absolue

On montre que dans un **cycle de Carnot**: $Q_2/T_2 + Q_1/T_1 = 0$ 6.11)

soit en valeur absolue, on a : $Q_2/|Q_1| = T_2/T_1$

et par conséquent, le rendement du cycle de Carnot s'exprime simplement en fonction des températures des deux sources :

$$r = 1 - T_2/T_1 \qquad 6.12)$$

La relation 6.12 devient alors une **définition de la température absolue** et puisque cette relation définit seulement le rapport des deux températures, il est nécessaire de fixer une origine de température (le point triple de l'eau). Dans l'échelle absolue de Kelvin, la température du point triplede l'eau est 273,16 K.

8 Calcul des variations d'entropie

D'après la formule de définition de l'entropie, $\Delta S = S_B - S_A = \int_{AB} dS = \int_{AB} dQ/T$

- il suffira pour calculer la variation d'entropie d'un système entre deux états A et B, d'imaginer une transformation **réversible** allant de A vers B

- à 0K, les corps purs ont tous la **même entropie** $S = 0$, car à cette température tous les corps purs sont cristallisés et donc parfaitement ordonnés ($W = 1$ et donc $S = 0$)

Au cours d'une transformation **élémentaire et réversible**, on a : $dU = dQ + dW = dQ - pdV$

soit pour l'entropie $\quad dS = dQ/T = (dU + pdV)/T \qquad 6.13)$

Transformation isochore (V = cte)

alors, $dS = dU/T = mc_v dT/T$ soit, $\Delta S = mc_v \ln T_2/T_1 \qquad 6.14)$

Transformation isobare (p = cte)

alors, $dS = (dH - Vdp)/T = mc_p dT/T$ soit, $\Delta S = mc_p \ln T_2/T_1 \qquad 6.15)$

Transformation isotherme (T = cte)

$dS = pdV/T = mrdV/V$ et $\Delta S = mr \ln V_2/V_1 \qquad 6.16)$

car à T = cte et pour un gaz idéal: $\Delta U = \Delta H = 0$

Transformation isentrope (S = cte): dS = 0 et $S_2 = S_1$

avec, $W_{visen} = U_2 - U_1$ et $W_{tisen} = H_2 - H_1$

Transformation polytrope

alors, $dS = dQ/T = mc_v(n - \gamma)dT/(n - 1)T$ soit, $\Delta S = mc_v(n - \gamma)\ln T_2/T_1/(n - 1) \qquad 6.17)$

ou, $\Delta S = mc_p \ln T_2/T_1 - mr \ln p_2/p_1 \qquad 6.18)$